Physikalische Grundlagen
der Medizin

IONISATION VON HEXAN DURCH ROENTGENSTRAHLUNG

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn

von

Hans Weller

aus Bad Godesberg

1938

Druckerei und Verlag wissenschaftlicher Werke Konrad Triltsch,
Würzburg-Aumühle

Berichterstatter:

Prof. Dr. L. Grebe.

Mitberichterstatter:

Prof. Dr. W. Schmitz.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meinen lieben Eltern!

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546405_0078

Auszug.

Es werden mit Hilfe eines Parallelplattenkondensators besonderer Konstruktion Strom-Feldstärkekurven in Hexan bis zu Feldern von 20 kV/cm aufgenommen. Die Kurven zeigen das für Flüssigkeiten typische Fehlen von Sättigungswerten. Es wird daher auf Grund der Kolonnenionisationstheorie ein graphisches Verfahren angegeben, um den Sättigungswert durch Extrapolation auf Grund der aufgenommenen Kurven zu bestimmen. Mit diesen so ermittelten Sättigungswerten wird ein Energievergleich zwischen Hexan und Luft, ionisiert unter den gleichen Bedingungen, durchgeführt. Es ergibt sich, daß die Ionisation in Hexan rund 1000 mal der in Luft ist, und daß die Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in Hexan 81% der in Luft unter den gleichen Bedingungen beträgt.

I. Einleitung.

Die ionisierende Wirkung von Strahlung auf hochisolierende dielektrische Flüssigkeiten ist seit ihrer Entdeckung durch J. J. Thomson (1), der die Leitfähigkeitserhöhung von flüssigen Dielektriken unter dem Einfluß von Röntgenstrahlen betrachtete, Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen (2), Zu den jüngsten Veröffentlichungen über den Einfluß von Röntgenstrahlen auf die Elektrizitätsleitung in dielektrischen Substanzen gehören die Arbeiten von W. Schmitz (3), F. L. Mohler and L. Taylor (4), I. Adamaczewski (5), L. S. Taylor (6) und C Bialobrzeski (7).

Aus den eingehenden Untersuchungen vorgenannter Forscher geht hervor, daß grundlegende Verschiedenheiten in der Ionisation von Flüssigkeiten und Gasen zu beobachten sind. In Flüssigkeiten werden die Ionen in sehr kleinen Raumgebieten (Kolonnen) stark konzentriert, innerhalb deren das Rekombinationverhältnis sehr hoch ist. Daher liefern Felder, die bei Gasen unter normalem Druck schon vollständige Sättigung geben, in Flüssigkeiten nur einen geringen Bruchteil des Sättigungsstromes. Selbst bei den größten angewandten Feldstärken von der Größenordnung 50 kV/cm (4) kann keine Sättigung erreicht werden. Ebenso erfolgt der Durchbruch in stark ionisierten Flüssigkeiten schon weit unterhalb der praktischen Sättigungsfeldstärke. Ferner besteht ein weiterer Unterschied in den komplizierten Zeiteffekten, die bei der Ionisation von Flüssigkeiten auftreten, und durch die die Strom-Spannungsbeziehungen von der Zeit nach dem Anlegen der Kammerspannung und dem Einschalten der Ionisationsstrahlung abhängig werden. Diese Effekte sind jüngst systematisch untersucht worden von Whitwead und Marvin (8) in Transformatoröl.

Den Sättigungsmangel, wie er in ionisierten Flüssigkeiten selbst bei den höchsten angewandten Feldstärken auftritt, haben anfänglich Curie, Jaffé, Righi, Trapesnikow (9) und andere durch die Annahme zweier Ionenarten (vom Vorzeichen abgesehen) zu deuten versucht, den leicht beweglichen sogen. Strahlungsionen, die durch die ionisierende Strahlung erzeugt und schon bei Fel-

dern von 1 kV/cm vollkommen aus dem Elektrodenzwischenraum entfernt werden, und den langsamen elektrolytischen Ionen, die infolge der Dissoziation der Substanz entstehen.

Theorien, die auf der Annahme verschiedener Ionen basieren, sind jetzt allgemein fallen gelassen worden. Man führt vielmehr zur Deutung dieser Phänomene die zuerst von Langewin (10) für α-Strahlen gegebene Erklärung an, nach der der Sättigungsmangel auf natürliche Rekombination zurückzuführen ist, die wegen der sehr großen räumlichen Ionendichte entlang der Bahn des ionisierenden Partikels größere Neutralisation bedingt.

Diese zuerst für α-Teilchen gefundene Kolonnenionisationstheorie war Gegenstand zahlreicher weiterer Versuche von Bragg und Kleemann (11), Wheelock (12) und Ogden (13). Auf Grund dieses experimentellen Materials konnte dann Jaffé in einer zusammenfassenden theoretischen Veröffentlichung (14), in der er dieses Beobachtungsmaterial unter allgemeine Gesichtspunkte ordnete, zeigen, daß diese Kolonnenionisationstheorie den Mangel an Sättigung in mit α- und γ-Strahlen ionisierten Flüssigkeiten und Gasen quantitativ berechnen konnte.

In jüngster Zeit sind eingehende quantitative Messungen zur Kolonnenionisation einzelner α-Teilchen von Diebner (15) gemacht worden und die qualitativen Untersuchungen an β-Strahlen von Taylor (16) führten zu befriedigenden Ergebnissen. Beweise der Anwendbarkeit der Kolonnenionisationstheorie auf die Ionisation durch Photonenstrahlung brachten jüngst Mohler und Taylor (4), Clay und van Tijn (17), Zanstra (18), J. Clay (19), Clay und Jongen (20) und Clay und v. Kleef (21). Diese letzteren Forscher arbeiten mit Gasen unter sehr hohem Druck (bis 200 Atm) d. h. also mit sehr dichten Gasen, deren Eigenschaften in Bezug auf die Ionisation durch Strahlung sehr wohl mit denen ionisierter Flüssigkeiten vergleichbar sind, und kommen zu sehr gut bestätigenden Ergebnissen.

In der vorliegenden Arbeit soll nun die Energieumsetzung von Röntgenstrahlen in Hexan mit der in Luft verglichen werden. Dazu sind unbedingt Sättigungswerte notwendig, die in Luft praktisch zu erhalten sind, dagegen in Hexan nicht. Es zeigt sich aber, daß die Anwendung der Kolonnenionisationstheorie auf dieses Problem, zu deren Anwendung die neueren Untersuchungen berechtigen, und durch die es möglich ist, den Sättigungsstromwert in mit Röntgenstrahlen ionisiertem Hexan auf Grund der aufgenommenen Strom-Feldstärkecharakteristiken zu bestimmen, zu vollkommen befriedigenden Ergebnissen führt.

Zu diesem Zwecke werden zunächst vom Verfasser Strom-Feldstärkekurven von Hexan unter dem Einfluß von Röntgenstrahlen

aufgenommen, und auf Grund der experimentellen Kurven und der Kolonnenionisationstheorie die tatsächliche Ionenproduktion in Hexan durch Röntgenstrahlen berechnet, wodurch dann der Vergleich der Energieumsetzung einer gegebenen Strahlung in Hexan und Luft möglich wird. Die gefundenen Werte zeigen, daß die in dieser Arbeit gemachten Annahmen zu vernünftigen Ergebnissen führen.

II. Experimenteller Teil.

1. Röntgenstrahlung.

Als Strahlungsquelle diente eine Elektronenröhre der Firma Müller mit Wolfram-Antikathode und zirkulierender Wasserkühlung. Die Hochspannung für den Betrieb der Röntgenröhre lieferte eine Radio-Silex-Apparatur der Firma Koch & Sterzel Dresden, die dank ihrer Kondensatoreinrichtung eine große Konstanz der Arbeitsbedingung der Röhre sicherte. Die Röhrenheizung erfolgte durch eine hochspannungsisoliert aufgestellte Akkumulatorenbatterie, wodurch eine sehr gute Betriebskonstanz erzielt wurde. Die Betriebsspannung der Röhre wurde während den ganzen Messungen genau auf 60 kV (max) gehalten, während die Strahlungsintensität durch Änderung der Stromstärke in der Röhre variiert wurde.

Diese benutzte Apparatur genügte in jeder Hinsicht den hohen Anforderungen, die Ionisierungsuntersuchungen an die Konstanz der Ionisierungsquelle stellen müssen; denn als erste Bedingung für die Genauigkeit der erhaltenen Resultate gilt die Aufrechterhaltung einer konstanten Intensität der ionisierenden Strahlung, d. h. der Hochspannung und der Stromstärke in der Röntgenröhre, da selbst kleine 1%-ige Schwankungen der Hochspannung ziemlich starke Schwankungen des Ionisationsstromes in der zu untersuchenden Flüssigkeit hervorrufen. Diese geforderte Strom- und Spannungskonstanz war bei der benutzten Anlage nach halbstündigem Einlaufen so gut, daß während der mehrere Stunden dauernden Messung kein Nachregulieren erforderlich war. Als Beweis für die konstante Intensität des ionisierenden Strahlenbündels wurde die gute Reproduzierbarkeit des Ionisationseffekts vor und nach jeder Meßserie angesehen.

Für eine genaue energetische Auswertung der erhaltenen Resultate ist eine einigermaßen homogene Strahlung Voraussetzung. Ideal wäre die Anwendung einer spektral zerlegten Strahlung, die aber wegen ihrer geringen Intensität praktisch nicht verwend-

bar ist. Daher wurde mit Homogenisierungs-Filtern (2 mm Al und 0,112 Cu) gearbeitet, die ihrerseits wieder eine gute Konstanz der Röntgenspannung fordern, da die durchgelassene Strahlenqualität sehr stark von der Verschiebung der Grenzwellenlänge beeinflußt wird.

Die Strahlenqualität hinter dem Homogensierungsfilter, d. h. die effektive Wellenlänge des vom Filter durchgelassenen Strahlengemisches, das von einer Röntgenröhre ausgesandt wird, ist bei einem bestimmten Antikathodenmaterial (Wolfram) durch Angabe der Scheitelspannung und Bezeichnung des Filters (2 mm Al bzw. 0,112 Cu) vollständig bestimmt. Zum Vergleich mit anderen Arbeiten sei die Strahlenqualität noch in der effektiven Wellenlänge angegeben. Die Bestimmung dieser Wellenlänge wurde auf eine Schwächungsbestimmung bekannter Filter (Al) zurückgeführt auf Grund der bekannten Schwächungsformel $J = J_0 e^{-\mu d}$.

Aus den Schwächungstabellen Grebe-Nitzge wurden dann die zu den gemessenen Schwächungskoeffizienten gehörenden effektiven Wellenlängen entnommen.

Danach besitzt die bei den vorliegenden Messungen benutzte Strahlenqualität der Wolframantikathodenröhre bei einer Scheitelspannung von 60 kV (max) gefiltert mit 2 mm Al die effektive Wellenlänge 0,39 AE, gefiltert mit 0,112 mm Cu die effektive Wellenlänge 0,34 AE.

Die Intensität der verwandten Strahlung wurde, wie oben gesagt, durch Änderung des Röhrenstromes bei gleichbleibender Spannung variiert.

Die Röntgenstrahlung war von der übrigen Apparatur durch eine große Bleiwand abgeschirmt, die nur ein Fenster mit Blendeneinrichtung zum Ausblenden des ionisierenden Strahlenbündels besaß.

2. Ionisationskammer.

Für Messungen der Strom-Feldstärkekurven ionisierter Flüssigkeiten ist die Plattenelektrodenanordnung mit Schutzring am besten geeignet, weil hier das elektrische Feld verhältnismäßig streng definiert ist. Für die vorliegenden Untersuchungen wurde, etwas abgeändert, eine von W. Schmitz (3) in seiner Arbeit entwickelte Meßkammer benutzt. Hier ist die äußere Elektrode zur Aufnahme der zu untersuchenden Flüssigkeit becherförmig ausgebildet. Diese Ausführung hat gegenüber den bisher benutzten Meßkondensatoren, die aus zwei Plattenelektroden in einem hochisolierenden Gehäuse bestanden, den großen Vorteil, daß auf dem

Flüssigkeitsbehälter keine Ladungen durch die ionisierende Strahlung oder durch Influenz entstehen können, die die Ionisationsstrommessungen störend beeinflussen.

Die Meßkammer war in Aluminium ausgeführt. Nun hängt aber die Ionisation in einer Kleinkammer sowohl vom Wandmaterial, wie vom ionisierten Medium ab. Diese für Luftionisationsmessungen sehr wichtige Frage ist bei flüssigen Medien nicht sehr wesentlich (Stahel (22), Schmitz (3), Taylor (4)), da der Wandbeitrag, infolge der großen Absorption der Strahlung in diesen Substanzen, vernachlässigt werden kann.

Die Konstruktion der benutzten Ionisationskammer zeigt die Schnittzeichnung in Fig. 1.

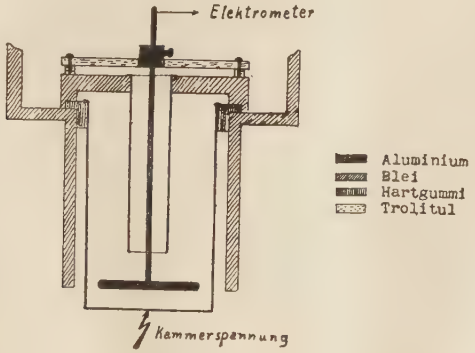


Fig. 1.

Das Gefäß wird von einem Hartgummiring getragen, der seinerseits auf der Bleiabschirmung aufliegt. Der Hartgummiring dient gleichzeitig zur Isolation des an Hochspannung liegenden Bechers gegen das Bleigehäuse. Der Bleischutz läßt nur das ionisierende Strahlenbündel frei und schirmt im übrigen die aus dem Raum kommende Streustrahlung von den Messungen ab.

Die Meßelektrode wird von einem Trolitulsteg gehalten. Die Verwendung von Trolitul sichert eine einwandfreie Isolation der Meßelektrode gegen das Gehäuse. Im übrigen ist die Meßleitung mit Bernsteinisolatoren abgestützt. Die Auffangelektrode hatte einen Durchmesser von 4 cm und war verschiebbar in dem Trolitulsteg angeordnet, sodaß verschiedene Abstände zwischen den Elektroden meßbar eingestellt werden konnten. Gebraucht wurden Elektrodenentfernungen von 3 mm bis 10 mm.

Es ist darauf zu achten, daß die Kante der Meßelektrode rund und glatt (ohne Grat) ist, um bei den verhältnismäßig hohen Feldstärken Störungen durch Spitzenentladungen zu vermeiden.

Würde die Meßelektrode frei in die Flüssigkeit tauchen, so würde der über dem Dielektrikum befindliche Luftraum zu einer störenden Ionisation durch die von dem zu untersuchenden Medium gestreuten Strahlung Anlaß geben. Ferner müssen die Kriechströme, die längs der isolierenden Oberfläche des Dielektrikums fließen können, unter allen Umständen abgefangen und zur Erde abgeleitet werden; denn diese Ströme können von derselben Größenordnung sein wie die tatsächlichen Meßströme.

Um diese störenden Einflüsse abzuhalten, ist die Meßelektrode von einem als Schutzring wirkendem Aluminiumrohr umgeben. Dieses Rohr ist in dem zur weiteren Strahlenabdeckung dienendem Hartbleideckel befestigt und mit diesem geerdet.

Es liegt überhaupt die ganze Leitung zwischen Meßelektrode und Strommeßapparatur in einem geerdeten Bleigehäuse, um sie vor äußerem Einfluß zu schützen.

Allerdings kann durch die Meßspannung selbst, d. i. die Spannung, die zwischen Elektrometerfaden und Erde bei der Messung besteht, eine Ionenströmung zwischen Meßelektrode (und Verbindung zum Elektrometer) und Schutzring (und Bleiabschirmung) verursacht werden. Im allgemeinen beträgt diese Spannung aber nur wenige Volt, sodaß die hierbei auftretende Stromstärke vernachlässigbar klein ist.

3. Kammerspannung.

Als Spannungsquelle diente ein vom städt. Wechselstromnetz gespeistes Hochspannungsaggregat, welches hochgespannten Wechselstrom lieferte, der durch ein Ventilrohr gleichgerichtet und durch Kondensatoren geglättet wurde.

Da die Stromstärke des Ionenstromes indirekt als Spannungsabfall an einem hochohmigen Widerstand mit Hilfe eines Einfadenelektrometers gemessen wurde, bestand die Hauptschwierigkeit darin, wie die Anfangsversuche gelehrt hatten, eine vollkommen konstante Spannung an der Meßkammer zu erhalten; denn schon eine Spannungsänderung von 0,01% würde wegen der hohen Empfindlichkeit eines solchen Meßsystems auf Spannungsschwankungen eine kapazitive Aufladung ergeben haben, die bei niedriger Ionisation ebenso groß war wie der zu messende Effekt. Durch geeignete Dimension der Glättungseinrichtung konnte es erreicht werden, daß die Kammerspannung so konstant war, daß gut re-

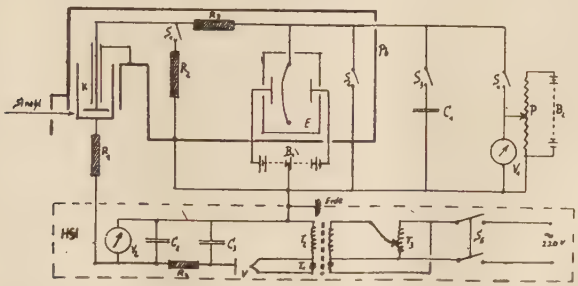
produzierbare Messungen zu erhalten waren. Allerdings waren zu gewissen Tageszeiten, vermutlich infolge der Spannungsschwankung des städt. Netzes durch starke Belastung, Messungen wegen zu großer Inkonstanz der Kammerspannung unmöglich.

Zur Spannungsmessung diente ein hochisoliertes statisches Voltmeter.

4. Meßanordnung.

Die gesamte in dieser Arbeit benutzte apparative Anordnung (mit Ausnahme der Röntgenanlage) zeigt das Schaltschema in Fig. 2.

Fig. 2.



K: Meßkondensator; E: Elektrometer; Pb: Bleiabschirmung; R_1, R_3: Schutzwiderstände; R_2: Gemant-Widerstand; C_1: Gerdien- Kondensator; V_1: Voltmeter; B_1, B_2: Batterien; S_1 bis S_4: Schalter.

V_2: Stat. Voltmeter; R_4: Widerstand; C_2, C_3: Hochspannungskondensatoren; V: Ventil; T_1: Heiztransf.; T_2: Hochspannungstransf.; T_3: Stufentransf.; S_5: Netzschalter.

Darin ist K der Meßkondensator, dessen eine Elektrode (Becher) über den Schutzwiderstand R_1, der die Apparatur bei etwaigen Durchschlägen des Materials schützen soll, mit dem Hochspannungsgleichrichter HGl verbunden ist. Die andere Elektrode (Meßelektrode) ist einerseits über den Hochohmwiderstand R_2 zur Erde abgeleitet, andererseits über den Schutzwiderstand R_3 mit dem Elektrometer E verbunden. C_1 ist ein von der Physik.-Techn.-Reichsanstalt geeichter Gerdien-Kondensator, der zwecks Eichung des Widerstandes R_2 zugeschaltet werden kann. Die Potentiometeranordnung P kann zur Spannungseichung des Elektrometers angeschaltet werden.

Wie bereits aus der Schaltskizze hervorgeht, erfolgt die Messung des Ionisationsstromes nach der Methode der konstanten Ablenkung, indem der sich längs des hochohmigen Widerstandes R_2 einstellende Spannungsabfall durch ein Elektrometer gemessen wird.

Als Elektrometer wurde ein Wulf'sches Einfadenelektrometer von Leybold mit Zeissoptik benutzt.

Die Spannungsempfindlichkeit des Elektrometers wurde bei gegebener Schneideneinstellung und Hilfsspannung durch geeignete Wahl der Fadenspannung so eingestellt, daß der Faden bei 1 Volt über 10 Skalenteile ausschlug. Dabei wurde darauf geachtet, daß der Faden nach positiven und negativen Werten gleichweit ausschlug. Der Fadenausschlag war, wie die Eichkurven ergaben, der angelegten Spannung streng proportional.

Wesentlich bei dieser Methode des stationären Ausschlags ist die Wahl eines geeigneten hochohmigen Widerstandes und dessen Messung.

Als hochohmige Widerstände der Größenordnung 10^9 bis 10^{12} Ohm wurden in der vorliegenden Arbeit Flüssigkeitswiderstände nach Angaben von Gyemant (23) hergestellt.

Diese Widerstände bestehen aus Gemischen von Alkohol, Benzol und Pikrinsäure. Es ist also dabei in einem Lösungsmittel geringer Dielektrizitätskonstante (Benzol) und einem solchen hoher Dielektrizitätskonstante (Alkohol) ein geeigneter Elektrolyt (Pikrinsäure) zu einem sehr geringen Bruchteil dissoziiert; der Dissoziationsgrad hängt hauptsächlich von der Konzentration der einzelnen Bestandteile ab. Der undissoziierte Bestandteil dient als Reserve für die Ionen. Durch diese Kombination wird erreicht, daß der Hochohmwiderstand sich nur wenig mit der Zeit ändert, das Ohm'sche Gesetz erfüllt und keine Polarisation zeigt. Voraussetzung dazu ist die Verwendung von Chemikalien reinster Qualität und nicht zu hohe Widerstandswerte. Bei Widerständen größer als 10^{12} Ohm machte sich der Zeit- und Temperatureffekt unliebsam bemerkbar.

Diese hochohmigen Mischungen wurden in U-förmige Quarzröhren mit Platinelektroden gefüllt und geeignet verschlossen, um eine Widerstandsänderung durch Verdunsten der Flüssigkeit zu verhüten.

Der Widerstand R_2 wurde fest an das Elektrometer montiert und mit diesem in einen Bleikasten eingeschlossen.

Wegen der hohen Empfindlichkeit der benutzten Anordnung gegen kapazitive Einflüsse und um die Streustrahlen und Luftionen von dem Meßsystem fern zu halten, ist es unbedingt erforderlich, alle die Teile der Anordnung, die nicht durch Erdung

oder Anlegen einer Spannung auf ein festes Potential gehalten werden, sorgfältig elektrostatisch und strahlungssicher zu schützen. Daher wurde die Meßzelle K und Zuleitungen zum Elektrometer, sowie die während der Messung mit diesem verbundenen Schaltelemente mit einem geerdeten Bleikasten Pb umgeben. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Wände von den Leitungen großen Abstand hatten, um die Kapazität dieser Anordnung nicht zu groß zu machen.

5. Behandlung des Hexan.

Um gut wahrnehmbare und reproduzierbare Ionisationseffekte zu erhalten, ist es erforderlich, daß die benutzte dielektrische Flüssigkeit eine sehr geringe Leitfähigkeit besitzt, um dem Verhalten vollkommener Dielektrika möglichst nahe zu kommen, dagegen bei Bestrahlung ein relativ starkes Anwachsen der Leitfähigkeit zeigt.

Nach den Untersuchungen der verschiedensten Forscher ergab sich als geeignetste dielektrische Flüssigkeit für Ionisationsuntersuchungen Hexan (C_6H_{14}), das von den verschiedensten Firmen in den reinsten erhältlichen Qualitäten bezogen wurde. Leitfähigkeitsuntersuchungen dieser verschiedenen Fabrikate zeigten aber keinen merklichen Unterschied in der Reinheit der Substanz, so daß in den folgenden Versuchen stets das Fabrikat von Schering-Kahlbaum: Hexan aus Petroleum benutzt wurde, wobei auch bei verschiedenen Lieferungen des Fabrikats kein merklicher Unterschied in der Reinheit festzustellen war.

Vom Standpunkt der elektrischen Messungen gilt als Kriterium für die Reinheit der Substanz (Nikuradse) die selbständige Elektrizitätsleitung, die bei dem hier benutzten Präparat ungefähr 10^{-18} $Ohm^{-1}\,cm^{-1}$ (1600 Volt, Elektrodenabstand 1 cm) betrug.

Da diese Eigenleitfähigkeit gegenüber der Leitfähigkeit bei Bestrahlung (10^{-13} $Ohm^{-1}\,cm^{-1}$) vernachlässigbar klein ist, wurde auf eine weitere Reinigung des handelsüblichen Hexan verzichtet; besonders, da aus den Versuchen von Schmitz, Adamaczewski und Bialobrzewski hervorgeht, daß die benutzten Reinigungsmethoden des Hexan keinen Einfluß auf die dielektrischen Eigenschaften haben. Es war sowohl die Zahl der erzeugten Ionen, wie auch der Zahlwert der Ionenbeweglichkeit für gereinigte und ungereinigte Proben desselben Hexan gleich.

Beim Einfüllen des Hexan aus der Lieferflasche in das Meßgefäß waren besondere Vorsichtsmaßregel zu beachten, um eine Verunreinigung der Flüssigkeit zu verhindern.

Zunächst wurde die Gefäßelektrode möglichst gut gereinigt. Da sie aus Metall bestand, war die Reinigung nicht so vollkommen durchführbar wie bei einem Glasgefäß. Besonders wird mit fortschreitender Reinigung der Meßelektrode eine leichtere Reproduzierbarkeit der Strom-Feldstärkekurven erreicht. Nach dieser mechanischen Vorbehandlung wurde das Meßgefäß mehrmals nach starkem Erhitzen mit Hexan ausgespült. Das Erwärmen des Gefäßes war unbedingt erforderlich, um zu verhüten, daß sich der Meßkondensator durch die Verdunstungskälte des herauslaufenden Hexan mit Feuchtigkeit beschlug.

Dann mußte das Einfüllen in das so behandelte Gefäß in einem möglichst staubfreiem Zimmer erfolgen.

Diese Füllung wurde 24 Stunden ruhig stehen gelassen. Denn frisch eingefülltes Hexan wies, wohl infolge innerer Reibung, elektrische Ladungen auf, die schon ohne angelegte Kammerspannung einen Elektrometerausschlag zur Folge hatten. Während dieser Zeit wurde durch Anlegen der Kammerspannung die Spannungseinwirkung als Reinigungsmethode benutzt. Durch diese Methode wird, wie bereits Warburg und Hertz fanden, die Leitfähigkeit der isolierenden Flüssigkeiten bedeutend herabgesetzt.

Das unter diesen Vorsichtsmaßnahmen eingefüllte Hexan besaß die bereits oben angegebene Leitfähigkeit.

6. Messungen.

a) Eichungen.

Die zur Messung der Kammerspannung dienenden Instrumente wurden mit einem Nadir-Universalinstrument geeicht, dessen maximaler Meßbereich 1200 Volt war. Hierzu wurde noch ein Vorschaltwiderstand aus seide-isoliertem Manganindraht benutzt, der durch Aufteilung in einzelne Gruppen für Spannungen bis 5000 Volt genügend durchschlagfest war. Geeicht wurde dieser Widerstand bei niedriger Spannung mit einem empfindlichen Drehspulinstrument. Der Wert des Widerstandes war 940000 Ohm.

Da die genaue Größe des bei der geschilderten Anordnung benutzten Hochohmwiderstandes für die Genauigkeit der Messungen ausschlaggebend ist, wurde die Widerstandsmessung auf zwei Arten durchgeführt.

Bei der ersten Methode wird mit Hilfe des Schalters S_3 (s. Fig. 2) ein gut isolierter und geeichter Kondensator (C_1) nach Gerdien, der so eingestellt war, daß das gesamte System — also Kondensator und Elektrometer einschließlich Zuleitungen —

500 cm Kapazität besaß, parallel zu dem zu eichenden Widerstand R_2 gelegt. Mit Hilfe des Schalters S_4 wird das ganze System auf eine beliebige gut beobachtbare Spannung aufgeladen. Man beobachtet nun mit dem Elektrometer, wie der aufgeladene Kondensator sich allmählich über R_2 entlädt. Diese Entladung geschieht nach folgender Gesetzmäßigkeit: $V = V_0 \, e^{-\frac{t}{RC}}$

Aus dieser Gesetzmäßigkeit läßt sich R_2 berechnen. Man bestimmt zweckmäßig, um die Spannungsmessung zu umgehen, die Zeit τ, in der V auf die Hälfte gesunken ist. Es ist für diese Zeit τ, da $V = \frac{1}{2} V_0$ ist, $R_2 = \frac{1}{C_1 \, lu \, 2} \cdot \tau$. (Es ist R in Megohm, und C in μF zu rechnen. Für $C_1 = 500$ cm ist $R_2 = 2{,}5 \cdot 10^9 \cdot \tau$ Ohm).

Dieses Verfahren ist nur geeignet für Widerstände größer gleich 10^9 Ohm, da für kleinere Widerstandswerte die Zeitmessung Schwierigkeiten macht.

Für kleinere Werte benutzt man die Methode der konstanten Strahlung, die bei den vorliegenden Untersuchungen überhaupt zweckmäßig angewandt wird, da sie ein Minimum an Umschaltung benötigt, und die Konstanz der Strahlung Grundbedingung ist.

Dieses Meßverfahren benötigt zunächst die Schaltung, wie sie bei der Ionisationsstrommessung benötigt wird (S_3 u. S_4 offen s. Fig. 2). Man reguliert nun die Strahlungsintensität so ein, daß der Elektrometerfaden über einen großen gut ablesbaren Teil der Skala geht. Die Anzahl der Teilstriche sei de'. Dann schaltet man R_2 ab und bestimmt bei gleicher Strahlungsintensität, d. h. gleichem Ionenstrom i dessen Größe nach der Zeitmeßmethode unter Benutzung der Gleichung $i = C\frac{de}{dt}$. Läuft das Elektrometer zu schnell auf, so schaltet man den Kondensator C_1 parallel. de und de' können in Skalenteilen gemessen werden, da sich der Proportionalitätsfaktor bei der Kombination der Gleichungen $de' = iR$ und $i = C\frac{de}{dt}$ zu $R = \frac{1}{C} \frac{de'}{de} \cdot dt$ heraushebt.

Um die möglichen Änderungen des Widerstandes durch Alterung, Temperatureinflüsse, Polarisation usw. zu kontrollieren, wurde die Widerstandsmessung vor, innerhalb und nach jeder Meßreihe gemacht. Die Kontrollen vor und nach jeder Messung wurden nach der ersten Methode vorgenommen, während der Messung dagegen der Bequemlichkeit halber nach der zweiten Methode. Beide Arten der Eichung führten zu den gleichen Ergebnissen. Es ergab sich, daß die Konstanz der benutzten Flüssigkeitswiderstände sehr gut war während der mehrstündigen Messung, dagegen variierte der Widerstandswert etwas von Tag zu Tag.

b) Ionisation in Abhängigkeit von der Strahlung.

Bevor die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Qualität und Intensität der Röntgenstrahlung besprochen wird, mag kurz der Gang einer Ionisationsmessung geschildert werden, wie er sich im Verlauf der Voruntersuchungen als zweckmäßig herausgestellt hat und bei allen späteren Messungen streng eingehalten wurde.

Zunächst wurde die Röntgenapparatur eingeschaltet und auf die gewünschten Werte (meist 60 kV und 4 mA) gebracht und 30 Minuten einlaufen gelassen. Nach dieser Einlaufzeit besaß sie erfahrungsgemäß die geforderte Konstanz. Während dieser Zeit wurde an den Meßkondensator die Kammerspannung, die dem oben beschriebenen Hochspannungsgleichrichter entnommen wurde, angelegt, die sich innerhalb 15 Minuten konstant einstellte.

Sodann wurde, nachdem die Anlage einen konstanten Zustand erreicht hatte, bei unbestrahlter Meßkammer das Elektrometer enterdet und der Dunkelausschlag, der von der Eigenleitfähigkeit der Kammerfüllung und eventuellen Isolationsfehlern herrührt, festgestellt. (Bei nicht extrem hoch eingestellter Empfindlichkeit der Meßanordnung, wie sie bei Leitfähigkeitsmessungen benutzt wurde, war bei sorgfältig eingefülltem Hexan die Eigenleitfähigkeit unmeßbar klein, ebenso war infolge der Benutzung von Bernstein und Trolitul als Isolatoren ein Isolationsfehler nicht feststellbar.) Diese Einstellung des Elektrometers wurde als neuer Nullpunkt genommen und nun die Zelle mit der schon vorher eingestellten Strahlung bestrahlt. Dabei verlief das Röntgenstrahlbündel stets parallel der Oberfläche der Meßelektrode. Nach einer Einstellzeit des Elektrometers von einer Minute wurde dessen Endausschlag abzüglich der Dunkeleinstellung abgelesen. Der Ionenstrom wurde mehrere Male, in der Regel dreimal, in kurzen Zeitabständen bestimmt. Nach der Messung wurde sofort das Elektrometer geerdet, die Strahlung abgeschirmt und die Kammerspannung um 100—200 Volt erhöht. Darauf blieb das Dielektrikum 15 Minuten unbestrahlt unter Spannung. Es zeigte sich nämlich bei den Voruntersuchungen, daß reproduzierbare Werte nur nach solchen „Erholungspausen" zu erhalten waren, da nach kürzeren Zeitabständen der Messungen Rückstandserscheinungen die Meßergebnisse fälschten. Für jeden Spannungswert wurden dann wieder mehrere Beobachtungen gemacht.

Nach Erreichen des Höchstwertes der Kammerspannung wurde die Meßreihe in umgekehrter Richtung, also mit abnehmenden Spannungswerten wiederholt. Die gemessenen Stromwerte für

dieselbe Kammerspannung differierten für beide Meßreihen maximal um 3%. Die Stromwerte waren während der je vier Stunden dauernden Messungen mit der gleichen Genauigkeit reproduzierbar, womit gleichzeitig die Konstanz der Anlage dargetan wird.

Um die Abhängigkeit des Ionisationsstroms von der Strahlungsintensität zu prüfen, wurde die Röntgenstrahlintensität durch Änderung der Stromstärke in der Röhre variiert. Die Stromstärke schwankte von 1 bis 5 mA. In diesem Bereich darf die Strahlungsintensität als proportional der Stromstärke betrachtet werden. Die Spannung an der Röhre wurde streng konstant auf 60 kV(max) gehalten. Die Kammerspannung betrug stets 1600 Volt. Wie Fig. 3 zeigt besteht eine lineare Abhängigkeit zwischen Ionisationsstrom und Strahlungsintensität.

Fig. 4 zeigt den Ionisationsstrom als Funktion der Strahlungsqualität, charakterisiert durch die Röhrenspannung, die von 30 bis 70 kV (max) variiert wurde (Filter 2 mm Al). Die Stromstärke in der Röhre wurde konstant auf 4 mA gehalten. Es ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit, wie es bei einer Darstellung in einem Koordinatensystem, dessen Ordinate die Werte $\sqrt{i}$ und dessen Abzisse die kV-Werte trägt, besonders deutlich wird. In dieser Darstellung ergibt die Kurve eine gerade Linie (s. Fig. 4). Der quadratische Charakter der Kurve zeigt, daß es günstiger ist, bei niedriger kV-Zahl zu messen, da hier eventuelle Spannungsschwankungen nur eine geringe Änderung des Ionisationsstromes zur Folge haben im Gegensatz zum Bereich hoher kV-Zahl.

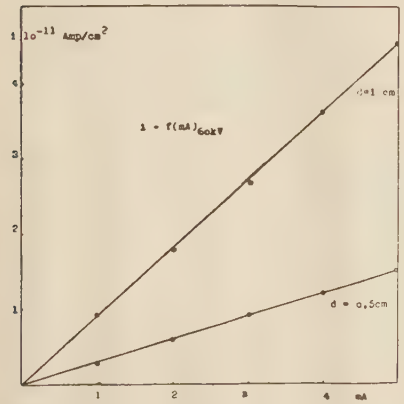


Fig. 3.

V = 1600 Volt, d = 1 cm bzw. 0,5 cm 2 mm Al.

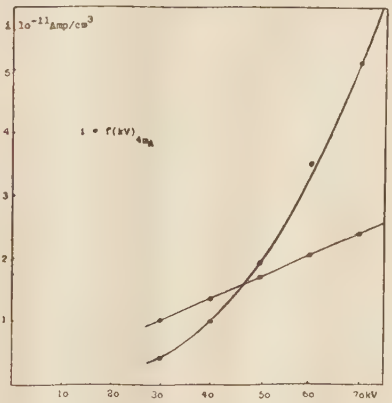


Fig. 4.

V = 1600 Volt, d = 1 cm, 2 mm Al.

Dieser funktionelle Zusammenhang zwischen Ionisationsstrom und der Stromstärke bzw. Spannung der Röntgenröhre wurde untersucht, um in der Lage zu sein, Strom- bzw. Spannungsschwankungen nach den aufgenommenen Kurven korrigieren zu können. Es zeigte sich allerdings in der Folge, daß solche Korrekturen nicht nötig waren, da die Konstanz der Röntgenanlage überaus gut war, sodaß die Schwankungen unterhalb der Fehlergrenzen blieben.

Überdies kann man aus Fig. 3 schließen, da oberhalb 1,6 kV/cm der Ionenstrom proportional der Intensität zunimmt, daß oberhalb dieses Punktes die Gestalt der noch aufzunehmenden Strom-Feldstärkekurven nicht durch Rekombination zwischen den einzelnen Kolonnen beeinflußt ist.

c) Strom-Feldstärkekurven.

Die in den Fig. 5 und 6 wiedergegebenen Kurven stellen den Ionisationsstrom in Abhängigkeit der angewandten Feldstärke für Hexan dar.

Dabei ist jede wiedergegebene Kurve das Mittel aus drei aufgenommenen Kurven. Jede dieser aufgenommenen Kurven ist wieder gemittelt aus vier Meßreihen, zwei mit steigender und zwei mit fallender Kammerspannung, wobei jeder einzelne Meßpunkt das Mittel aus drei Einzelbeobachtungen darstellt. Der zeitliche Abstand der einzelnen Meßpunkte betrug stets 15 Minuten.

Bei der Auswertung ergab sich, daß die Ergebnisse innerhalb ein und derselben Versuchsreihe gut übereinstimmen, dagegen erreicht die Differenz der Messungen, die verschiedenen Versuchsreihen angehören, den Wert von 8 bis 10%. Nur die in der Fig. 5 wiedergegebenen Messung mit einer ionisierenden Strahlung der effektiven Wellenlänge 0,34 AE ergab die geringe Streuung von rund 2%.

Was die Streuung dieser Werte anbelangt, so dürften hierfür vor allem Temperatureinflüsse maßgebend sein; denn die Ungenauigkeit der elektrischen Messungen läßt sich verhältnismäßig leicht auf wenige Prozent herabdrücken, wenn man dauernd den Wert des Hochohmwiderstandes und die Empfindlichkeit des Elektrometers kontrolliert, was mit Hilfe der oben erwähnten Potentiometeranordnung P geschah. Dagegen war keine Vorkehrung getroffen, um die Temperatur konstant zu halten. (Es wurde bei einer mittleren Temperatur von 18° gemessen). Nun ist aber die starke Temperaturabhängigkeit der Eigenleitfähigkeit von Flüssigkeiten bekannt. Wenn auch in den vorliegenden Versuchen die letztere eliminiert ist, so kann das Ergebnis der Ionisationsmes-

sung doch davon beeinflußt werden, daß sich während der Messung die Eigenleitfähigkeit ändert.

Außer diesen Temperaturschwankungen scheinen noch andere Einflüsse, die mit der Vorbehandlung des Präparats zusammenhängen, auf die Meßergebnisse von Einfluß zu sein. Aber diese Verhältnisse sind im einzelnen schwer zu erfassen.

Man muß abschließend sagen, daß die Unsicherheit der einzelnen Messungen infolge der oben genannten Einflüsse wohl 10% erreichen kann, während der Fehler der wiedergegebenen Mittelwerte sicher unter 10% bleibt.

Die Kurven der Fig. 5 sind bei einer Strahlung von $\lambda_{eff} = 0{,}34$ AE, die der Fig. 6 bei einer Strahlung von $\lambda_{eff} = 0{,}39$ AE in Hexan aufgenommen. Die Sättigungsstromwerte für Luftionisation unter den gleichen Strahlungsbedingungen sind unter den Darstellungen als Zahlenwerte angegeben.

Die Kurve 1 der Fig. 5 zeigt noch die außerordentlich gute Reproduzierbarkeit des Effekts an verschiedenen Tagen und mit verschiedenen Widerstandswerten. Die gestrichelte Kurve wurde acht Tage nach der ausgezogenen Kurve aufgenommen, bei vollständig neu eingestellten Werten der Strahlung und des Widerstandes. Man erkennt hier die bei allen Kurven beobachtete typische Streuung der Meßpunkte bei geringen Werten der Feldstärke, während bei höheren Feldstärken die Differenzen geringer werden.

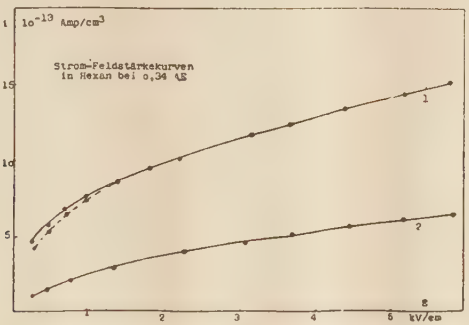


Fig. 5.

Strom-Feldstärkekurven für Hexan.

Strahlenqualität: 60 kV — 0,112 mm Cu oder $\lambda_{eff} = 0{,}34$ AE.

Elektrodenabstand: $d = 1$ cm.

Strahlenintensität: Kurve 1: 4 mA; Kurve 2: 2 mA.

Der unter den gleichen Bedingungen und bei gleicher Strahlenqualität für Luftionisation gemessene Sättigungsstromwert war bei der Strahlenintensität:

4 mA: $J = 1{,}41\ 10^{-14}$ Amp/cm³; 2 mA: $J = 7{,}05\ 10^{-15}$ Amp/cm³.

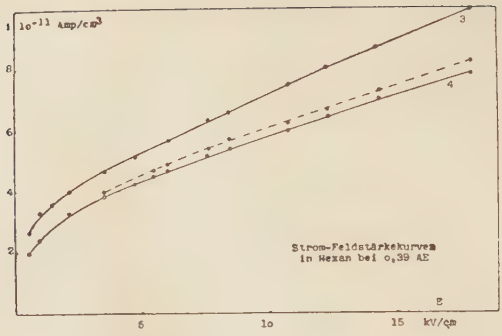


Fig. 6.

Strom-Feldstärkekurven für Hexan.

Strahlenqualität: 60 kV — 2 mm Al oder $\lambda_{eff} = 0{,}39$ AE.

Elektrodenabstand: d = 0,3 cm.

Strahlenintensität: Kurve 3: 6 mA.

Kurve 4: 4 mA { — — — pos. Kammerspannung. ——— neg. Kammerspannung.

Der unter den gleichen Bedingungen und bei gleicher Strahlenqualität für Luftionisation gemessene Sättigungsstromwert war bei der Strahlenintensität:

5 mA: $J = 2{,}53\ 10^{-13}$ Amp/cm³; 4 mA: $J = 2{,}02\ 10^{-13}$ Amp/cm³.

Wie man aus den Kurven erkennt, sind in Hexan selbst für die höchsten angewandten Feldstärken keine Sättigungswerte zu erhalten. Man ersieht zwar aus den Abbildungen, daß die Steilheit der Kurven mit der Intensität der Strahlung abnimmt, aber auch bei geringsten Intensitäten ließ sich kein Sättigungsstrom bei den zur Verfügung stehenden Spannungen erreichen. Es wurde die Steilheit der Kurve, gegeben durch die Tangentenrichtung in den Kurvenpunkten gleicher Feldstärke, näher untersucht. Trägt man den Neigungswinkel der Tangente in Abhängigkeit der Intensität auf, so ergibt sich eine Gerade, die innerhalb der Fehlergrenzen durch den Nullpunkt geht. Man kann daraus schließen, daß der Ionisationseffekt hauptsächlich ein Raumeffekt ist. Flächeneffekte, wie die sekundäre Strahlung, Diffusion und Absorption der Ionen spielen also bei den hier benutzten verhältnismäßig großen Elektrodenabständen nur eine untergeordnete Rolle.

Diese charakteristische Form der Strom-Feldstärkekurven, wie er für Flüssigkeiten typisch ist, soll nun im III. Teil dieser Arbeit auf Grund der Kolonnenionisationstheorie erklärt und die Kurven selbst auf Sättigungswerte extrapoliert werden, um mit diesen Werten die Energieumsetzung in Hexan im Verhältnis zu der in Luft bestimmen zu können.

III. Auswertung der Messungen.

1. Kolonnenionisationstheorie.

Die Ionisationsstromkurven für Gase biegen bekanntlich nach geradlinigem Anstieg mit zunehmender Feldstärke zu einem konstanten Sättigungswert um.

Ganz anders sehen die für Hexan aufgenommenen Kurven der Fig. 5 und 6 aus. Sie zeigen das für in Flüssigkeiten aufgenommene Ionisationsstromkurven charakteristische Fehlen eines Sättigungsstromwertes bis zu den höchsten Feldstärken. Dieses Sättigungsdefizit gilt es auf Grund vernünftiger Annahmen zu klären, um den Sättigungswert aus den aufgenommenen Kurven berechnen zu können.

Man macht heute allgemein für dies Fehlen der Sättigung die Rekombination verantwortlich, indem man annimmt, daß in dichten Medien die Wiedervereinigung in weit höherem Maße stattfindet als in Gasen, sodaß selbst bei hohen Feldern die Sättigung unvollständig ist.

Hier haben Compten, Bennett and Stearns (24) eine Theorie vorgeschlagen, die nur die „bevorzugte Rekombination" d. i. die Wiedervereinigung eines Elektrons mit seinem noch genügend nahen Mutterion in Rechnung stellte. Diese Theorie ergab aber keinerlei Feldabhängigkeit, ausgenommen bei extrem hohen Feldern, sodaß diese Überlegungen als unbefriedigend betrachtet werden müssen.

Angesichts der ausgezeichneten Übereinstimmung der Kolonnenionisationstheorie, die von Langevin (10) aufgestellt und von Jaffé (14) in seiner theoretischen Veröffentlichung mathematisch ausgebaut und auf die ihm bekannten Experimente angewandt wurde, im Falle der Ionisation durch α- und γ-Strahlen ist es von Interesse, dieselbe Theorie auf die Ionisation durch Röntgenstrahlen d. h. durch von Röntgenstrahlen sekundär ausgelösten β-Strahlen in Flüssigkeiten anzuwenden. Man nimmt dabei an, daß man es bei Ionisation durch Wellenstrahlung nie mit einer homogenen

Volumionisation zu tun hat, sondern stets mit Kolonnenionisation. Angewandt wurde bis heute — wie schon eingangs erwähnt — die Kolonnenionisationstheorie nur auf die Ionisation durch Photonenstrahlung in hochkomprimierten Gasen, wo sie den Mangel an Sättigung quantitativ berechnen konnte.

Die Kolonnenionisationstheorie (kurz: K. Th.) geht von der Tatsache aus, daß infolge der Absorption eines Röntgenstrahlenquants ein sehr schnelles Elektron abgespalten wird, das die Flüssigkeit durchquert und eine dichte Ionenkolonne (Ionenspur in der Wilson-Aufnahme) erzeugt. Diese Ionen können so dicht zusammen sein, daß es selbst bei den höchsten Feldern unmöglich ist, sie zu trennen, bevor einige rekombinieren. Dabei nimmt die K. Th. eine zylindrisch symmetrische Verteilung der Ionen längs des Weges des ionisierenden Partikels (Sekundärelektron) d. h. längs der Achse der Kolonne an. Die Dichte ist für positive und negative Ionen in allen Punkten gleich und nimmt mit zunehmender Entfernung von der Achse nach dem Gaußschen Fehlergesetz ab. Für diese Verteilung der Ionen kommen die gewöhnlichen Gesetze der Diffusion, Rekombination und Bewegung im elektrischen Feld zur Anwendung, und es ist damit möglich, den Bruchteil der Ionen, der der Rekombination entgeht zu berechnen. Dabei berücksichtigt die K. Th. sowohl den Fall, daß Feld und Kolonne einen beliebigen Winkel bilden, als auch die gegenseitige Wechselwirkung mehrerer gleichzeitig auftretender Kolonnen (23). Es läßt sich hierauf eine exakte Behandlung des Problems begründen.

Aber wegen der rechnerischen Schwierigkeiten, die beim Gebrauch der allgemeinsten Gleichungen auftreten, sollen im folgenden vereinfachende Annahmen gemacht werden, die speziell dem Problem der Ionisation in Flüssigkeiten angepaßt sind.

Bei der Ionisation einer Flüssigkeit als sehr dichtem Medium treten die Besonderheiten der Kolonnenionisation besonders deutlich hervor, da sich hier die Kolonnen nicht so schnell bis zur gegenseitigen Berührung verbreitern. Es sei daher die Annahme gemacht, daß die gegenseitige Wechselwirkung der Kolonnen gering ist, d. h. es bleibt die allgemeine Wiedervereinigung unberücksichtigt, die sich bemerkbar macht, sobald sich die Kolonnen durch Diffusion bis zur gegenseitigen Berührung verbreitert haben. Diese Annahme ist sicher auch zulässig wegen der geringen Intensität der verwandten Strahlung. Hieraus folgt wegen der geringen Ionendichte die Annahme, daß ein homogenes Feld vorliegt. Die Feldverzerrung infolge Raumladungen wurde früher vielfach zur Erklärung der mangelnden Sättigung herangezogen, indem man anführte, daß ein Teil der entstehenden Ionenpaare zum Aufbau der Raumladungen verwandt wird, die dadurch der

Ionisationsstrommessung entzogen werden. Nun haben aber A. Trost (26) durch Rechnung und R. Möller (27) durch Messung des Kerneffekts gezeigt, daß mit zunehmender Feldstärke die Feldverzerrungen verflachen, sodaß man sehr wohl bei genügend hoher Feldstärke die Annahme einer homogenen Feldverteilung machen darf.

Dieser K. Th. liegen nun stillschweigend folgende Vermutungen zu Grunde. Zunächst entspricht die Anwendung der makroskopischen Rekombinationsgesetze der Annahme, daß normalerweise der Abstand der Ionen voneinander beträchtlich den kritischen Radius für Rekombination überschreitet, d. h. also jenen Abstand zwischen positiven und negativen Ionen, innerhalb dessen Rekombination gewiß ist, und außerhalb dessen ein Entkommen wahrscheinlich ist. Zweitens zeigt die Vernachlässigung der „bevorzugten Rekombination", wie sie Compten, Bennett und Stearns (24) allein annahmen, die Vermutung, daß im Durchschnitt die Entfernung der Ionen eines Paares von der Größenordnung des Abstandes nacheinander ionisierter Moleküle ist. Schließlich setzt die Annahme einer symmetrischen Verteilung von positiven und negativen Ionen voraus, daß der größte Teil der Ionen sekundären Ursprungs ist, da die durch Primärstoß erzeugten positiven Ionen dicht auf die Kolonnenachse beschränkt sind.

Zusammenfassend kann man sagen, daß bei hohen Feldstärken (größer 2 kV/cm) und in Flüssigkeiten diese Voraussetzungen der K. Th., die im folgenden rechnerisch entwickelt werden soll, sehr gut erfüllt sind, sodaß man erwarten darf, daß die K. Th. in der Lage ist, die tatsächliche Ionenproduktion, die experimentell infolge des Fehlens von Sättigungswerten nicht zu ermitteln ist, rechnerisch auf Grund der aufgenommenen Strom-Feldstärkekurven zu bestimmen.

Das Problem besteht also darin, den Bruchteil i/J der Ionen zu berechnen, der aus der Kolonne herausgezogen wird und daher der Rekombination entgeht.

Die Anfangsverteilung der Ionen in einer Kolonne wird als zylindrisch symmetrisch angenommen mit einer Dichte, die nach dem Fehlergesetz mit der Entfernung von der Achse abfällt. Die Dichte n der anfänglichen Ionenverteilung (für pos. und neg. Ionen gleich) in einem Punkt im Abstand r von der Achse ist also

$$n = \frac{No}{\pi b^2} e^{-\frac{r^2}{b^2}} \tag{1}$$

wobei N_0 die Gesamtzahl der Ionenpaare in der Kolonne im Anfangszustand ist. Diese Form der Verteilungsfunktion soll unabhängig sein von der Wiedervereinigung. Die Konstante b wird

Kolonnenparameter genannt und ist eine für das benutzte Medium charakteristische Konstante. b ist mit dem mittleren Radius $\bar{r}$ im Anfangszustand verknüpft durch die Beziehung

$$\bar{r} = \sqrt{\frac{\pi}{4}}\, b \tag{2}$$

Die zeitliche Dichteänderung der gebildeten Ionen, die der Wirkung der Diffusion (Diffusionskoeff. D), der Rekombination (Rekombinationskoeff. α) und der Bewegung im elektr. Feld E (Beweglichkeit u) unterliegen, geschieht gemäß der Gleichung

$$\frac{\delta n}{\delta t} = D\left(\frac{\delta^2 n}{\delta \zeta^2} + \frac{\delta^2 n}{\delta \eta^2}\right) - u\, E \frac{\delta n}{\delta \zeta} - \alpha n^2 \tag{3}$$

falls man die ζ-Achse des Koordinatensystems mit der Kolonnenachse zusammenfallen läßt und das Feld parallel zur ξ-Achse legt. Dabei ist schon von der Voraussetzung div E = o Gebrauch gemacht. n ist die mittlere Dichte der beiden Ionenarten.

Das mathematisch exakte Integral der simultanen Differentialgleichung (3) ist wenig übersichtlich. Die K. Th. benutzt eine Näherungslösung der Form

$$n' = \frac{N}{\pi (4 Dt + b^2)}\, e^{-\frac{(\xi - u Et)^2 + \eta^2}{4 Dt + b^2}} \tag{4}$$

Hier ist N die Gesamtzahl der erzeugten Ionenpaare einer Kolonne zur Zeit t. N ist von α abhängig, wogegen die Form der Verteilungskurve von α unabhängig ist.

Bei der weiteren Durchführung der Rechnung wird nun 1 cm einer Kolonne betrachtet, sodaß also N die „lineare Ionendichte" (d. h. also die Zahl der Ionen in der Kolonne pro cm) zur Zeit t und N_0 diejenige zur Zeit t = o darstellt.

(4) sei eine Lösung von (3), falls N als geeignete Zeitfunktion bestimmt wird. Durch Einsetzen von (4) in (3) erhält man für N, wenn man noch über den unendlich ausgedehnten Zylinder von der Höhe 1 cm integriert die Differentialgleichung

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\alpha N^2}{2\pi (4Dt + b^2)}\, e^{-\frac{2 u^2 E^2 t^2}{4 Dt + b^2}} \tag{5}$$

Die Lösung dieser Gleichung ist

$$N(t) = \frac{No}{1 + \frac{\alpha No}{2\pi} \int_0^t \frac{e^{-\frac{2u^2E^2t^2}{4Dt+b^2}}}{4Dt+b^2} dt} \tag{6}$$

N (t) ist also die Gesamtzahl der pro Zentimeter vorhandenen Ionenpaare zur Zeit t unter Berücksichtigung der Wiedervereinigung.

(6) für N in (4) eingesetzt ergibt die gesuchte Lösung von (3).

(6) zeigt, daß sich N (t) mit der Zeit einem definierten Entwert nähert, der die Zahl der durch das Feld der Kolonne entzogenen Ionen darstellt. Dieser Entwert ist also eine Funktion von E. Wird er mit N_0 bezeichnet, so ist

$$N_{00} = \frac{No}{1 + F(E)} \tag{7}$$

wobei also gesetzt ist

$$F(E) = \frac{\alpha N_0}{2\pi} \int_0^{00} \frac{e^{-\frac{2u^2E^2t_2}{4Dt+b^2}}}{4Dt+b^2} dt \tag{8}$$

Macht man die Substitution

$$y = 4Dt + b^2 \quad ; \quad ,s' = \frac{2u^2E^2(Y-b^2)}{16D \quad Y} \tag{9}$$

so schreibt sich Gleichung (8) in der Form

$$F(E) = \frac{\alpha N_0}{8\pi D} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \; ,S'(z) \tag{10}$$

wobei gesetzt ist

$$z = \frac{b^2u^2E^2}{2D^2} \tag{10'}$$

Es bedeutet

$$,S'(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{00} \frac{e^{-s} ds}{\sqrt{s\left(1+\frac{s}{z}\right)}} \tag{11}$$

die aus der Theorie der Bessel-Funktionen bekannte Transzendente. Entwicklungen dieser Funktion findet man bei Riemann-Weber (28).

Setzt man (10) in (7) ein, so erhält man

$$\frac{N_{00}}{N_0} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha N_0}{8\pi D} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \; ,S'(z)} \tag{12}$$

Diese Beziehung (12) gilt gemäß der Voraussetzung für Orthogonalität zwischen Feld und Kolonne. Wenn die Kolonne, also ein

Stück des β-Strahls, einen beliebigen Winkel φ mit der Feldrichtung bildet, kommt man durch ähnliche Betrachtungen zu einer ganz analogen Gleichung, für die nur in dem Ausdruck (10′) für z der Faktor E durch Esin φ zu setzen ist. Man erhält also als endgültige Strom-Feldstärkegleichung für das vorliegende Problem

$$\frac{i}{J} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha N_0}{8 \pi D} \sqrt{\frac{\pi}{z'}}\, S'(z')} \qquad z' = \frac{b^2 \cdot u^2 \sin^2 \varphi \cdot E^2}{2 D^2} \tag{13}$$

Dabei ist bei der Benutzung der Funktionentafeln von Jahnke und Emde (29) zu beachten, daß der Zusammenhang gilt

$$S'(z') \cdot \sqrt{\frac{\pi}{z'}}\, e^{-\frac{z'}{2}} = \frac{i \pi}{2} H_0^{(1)}\left(\frac{i z'}{z}\right)$$

Setzt man nun noch $z' = 2x$ so erhält man die endgültigen Ausdrücke

$$\frac{i}{J} = \frac{1}{1 + c\, f(x)}$$

$$\text{(14)} \quad \text{a) } c = \frac{\alpha N_0}{8 \pi D} \quad \text{b) } f(x) = e^{x} \frac{i \pi}{2} H_0^{(1)}(i x) \quad \text{c) } x = \left(\frac{b \cdot \sin \varphi \cdot u}{2 D} \cdot E\right)^2$$

Darin bedeutet:

u die mittlere Beweglichkeit der beiden Ionenarten,
D der mittlere Diffusionskoeff. der beiden Ionenarten,
α der Wiedervereinigungskoeff. der beiden Ionenarten,
E die Feldstärke = V/d, wo V die Spannung ist,
N_0 die „lineare Ionendichte" in einer Kolonne, d. h. die Zahl der pro cm Bahn eines β-Teilchens erzeugten Ionenpaare,
b der Kolonnenparameter, d. h. das $\sqrt{\frac{\pi}{4}}$-fache des mittleren Abstandes der Ionen von der Kolonnennachse im Anfangszustand,
i der Gesamtstrom bei der Feldstärke E,
J der Sättigungsstrom.

Für sin φ ist in unserem Fall, da die sekundären β-Strahlen mit der Feldrichtung alle möglichen Winkel zwischen 0^0 und 90^0 bilden können, als Näherung ein Mittelwert zu setzen.

Die Funktion f (x), welche die aus der Theorie der Bessel-Funktionen bekannte Hankel'sche Zylinderfunktion nullter Ordnung ist, nähert sich für große Feldwerte E d. h. für große x-Werte dem Wert Null, sodaß dann nach (14) i/J = 1 wird. In diesem Fall ist Sättigung vorhanden und es wird die Gesamtzahl N_0 der im Anfang pro cm vorhandenen Ionen zu den Elektroden befördert.

Die Bedeutung der Hankel'schen Funktionen für ihre Anwendung in diesem Problem liegt darin, daß sie allein unter den Zy-

linderfunktionen für unendliches komplexes Argument Null werden. Für reelles Argument haben die Hankel'schen Funktionen komplexe Werte, dagegen wird $i^{p+1} H_0^{(1)}(ix)$ reell für positives x.

Gleichung (14) gibt den Strom an unter Berücksichtigung der Kolonnenrekombination, aber unter Vernachlässigung der allgemeinen räumlichen Wiedervereinigung. Sie gibt also ein Bild der Strom-Feldstärkekurven oberhalb der Feldstärke 1 kV/cm, bei welcher Feldstärke die räumliche Wiedervereinigung praktisch Null ist. Um nun auch die Verhältnisse unterhalb 1 kV/cm zu berücksichtigen, mag noch kurz auf die räumliche Wiedervereinigung eingegangen werden, die in diesem Gebiet charakteristisch die Strom-Feldstärkekurve beeinflußt.

Ist die Feldstärke also nicht sehr groß, so ist der wirklich gemessene Strom i_w kleiner als nach Gleichung (14), da nicht alle der Kolonne entrissenen Ionen infolge der räumlichen Rekombination zum Stromtransport beitragen. Man kann dem Rechnung tragen, indem man formal die Gleichungen für das Problem homogener Volumionisation integriert, wobei aber statt der wirklichen Ionisierungsstärke jeweils die Zahl q (E) der Ionen einzuführen ist, die nach Gleichung (14) den Kolonnen entrinnen. Diese Zahl ist spannungsabhängig. Ist e die Elementarladung, R das ionisierte Volumen, so ist

$$q(E) = \frac{i(E)}{e\,R} \qquad \text{wo} \qquad i = J\,\frac{1}{1 + c\,f'(x)} \quad \text{n. Gl. (14) ist.} \tag{15}$$

Die Gleichung der Ionenbilanz lautet dann

$$q(E) = \operatorname{div}(u\,n\,E) - \alpha\,n^2 \tag{16}$$

wozu noch die bekannten Gleichungen für den Strom und das Feld kommen.

Benutzt man zur Behandlung dieser Gleichungen die von Greinacher (30) gegebenen Integrale, so erhält man unter Berücksichtigung des Stromes i nach Gleichung (14)

$$i_w = i\left(1 - e^{-c\frac{u}{\sqrt{a}}\cdot\frac{E}{\sqrt{i}}}\right) \tag{17}$$

Die Strom-Feldstärkekurve wird also im ganzen Feldstärkebereich wiedergegeben durch die beiden Formel

$$i_w = i\left(1 - e^{-c\frac{u}{\sqrt{a}}\cdot\frac{E}{\sqrt{i}}}\right) \qquad i = J\cdot\frac{1}{1 + c\,f'(x)} \tag{18}$$

Bevor die Meßergebnisse ausgewertet werden, soll noch kurz ein Wort über die Abhängigkeit des Ionenstromes von der Intensität der Strahlung gesagt werden. Man könnte nach den obigen Formeln, die die Strahlungsintensität nicht explizit enthalten, zu

der Vermutung kommen, daß die Kolonnenrekombination unabhängig von der Strahlungsintensität sei. Dies kann aber nicht der Fall sein, wie man bei näherer Betrachtung der Elementarvorgänge bei der Ionisierung erkennt.

Der Ionisationsvorgang besteht in der Lostrennung eines sekundären Elektrons, das längs seiner Bahn eine Ionenspur erzeugt. Besitzt dies Sekundärelektron eine geringe Energie, so wird es vorzugsweise positive und negative Ionen durch Abspaltung und Anlagerung von langsamen Tertiärelektronen dicht an seiner Bahn bilden.

Ist aber das ausgeschleuderte sekundäre Elektron in Folge großer Härte der Strahlung sehr energiereich, so wird die direkte Ionisierung längs seiner Bahn sehr gering sein. Es wird vielmehr der größte Teil der Ionisation durch die jetzt sehr schnellen Tertiärelektronen, den sogenannten δ-Strahlen (Wilson-Aufnahmen von δ-Strahlen bei Alper (31)) hervorgerufen. In Gas schätzt man, daß $^2/_3$ der Ionen, die durch den primären β-Strahl erzeugt werden, durch diese δ-Strahlen hervorgerufen werden. Der größte Teil der übrigen Ionen ist als Ionenpaare längs des Weges des Sekundärelektrons verteilt, während nur ein geringer Teil als längere δ-Strahlen existiert, wie man aus den Wilson-Aufnahmen (31) erkennt. Es entstehen jetzt also, bei Strahlung großer Härte, abseits der Kolonnenachse durch die δ-Strahlen Ionenanhäufungen, in denen also einige Ionenpaare dicht lokalisiert sind. Man darf aber vernünftiger Weise annehmen, daß für ein Ionenpaar, das einem solchen „Ionenhaufen" angehört, die Wahrscheinlichkeit zu rekombinieren größer ist als für eins längs der Kolonnenachse.

Diese Struktur der Ionenhaufen längs der Bahn des ionisierenden Partikels wird sich langsam infolge der Diffusion, durch die sich die Ionenhaufen allmählich verbreitern und gegenseitig vermischen, verwischen. In diesem Stadium werden dann die Bedingungen der K. Th. gültig.

Es ist also einzusehen, daß bei großer Härte der Strahlung der größte Teil der Rekombination in den „Ionenhaufen" stattfindet, sodaß der nach der K. Th. berechnete Strom infolge dieser Rekombination zu klein wird.

Weiter ist zu berücksichtigen, daß bei großer Intensität der Strahlung die Zahl der Kolonnen so groß werden kann, daß eine starke gegenseitige Durchdringung und Wechselwirkung stattfindet.

Alle diese Faktoren sind bei vergleichenden Intensitätsmessungen von wesentlicher Bedeutung.

2. Extrapolation der Strom-Feldstärkekurven.

Im folgenden soll auf Grund der Gleichung (14) der K. Th. eine Methode angegeben werden, um bei Ionisierung von Flüssigkeiten den Sättigungsstrom durch Extrapolation der aufgenommenen Strom-Feldstärkekurven zu bestimmen.

Dazu wird Gleichung (14) in der Form geschrieben

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{J} + c' f(x) \qquad c' = \frac{\alpha N_0}{8 \pi D J} \tag{14'}$$

Hiernach besteht also eine lineare Beziehung zwischen 1/i und f (x). Angesichts dieser Linearität ist es also möglich, aus den beobachteten Punkten eine Extrapolation auf f (x) = 0 zu machen.

Zur praktischen Auswertung der Gleichung (14') ist zunächst die Größe x zu berechnen, die nach (14c) von der Form ist

$$x = \left(\frac{b \sin \varphi u}{2 D} \cdot \right)^2 \tag{14c}$$

E ist hier die Feldstärke gleich V/d, wenn V die angelegte Spannung bedeutet. Für die Beweglichkeit u und den Diffusionskoeffizienten D in Hexan wurden nach Nikuradse folgende Mittelwerte genommen

$u = 5{,}1 \cdot 10^{-4}$ cm/sec/Volt/cm; $D = 1{,}29 \cdot 10^{-5}$ cm²

Falls nun noch b sin φ bekannt ist, kann x bei gegebenen E-Werten berechnet werden.

Wegen der Unsicherheit über die Entfernung, die im Durchschnitt ein abgetrenntes Sekundärelektron von seinem Stammmolekül zurücklegt, bis es durch Anlagerung ein negatives Ion bildet, ist der Kolonnenparameter b nicht genau bekannt. Dieser Abstand ist in Flüssigkeiten von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-7} cm (Nikuradse). Wegen der Empfindlichkeit der Formel bezüglich der Wahl von b ist es erforderlich, diese Größe mit der größten Genauigkeit zu bestimmen. Dies kann aber, da keine experimentellen Werte durch andersgeartete Untersuchungen bekannt sind, nur empirisch geschehen so, daß die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment besteht. Im folgenden gehorchten die beobachteten Punkte am genauesten der theoretisch vorausgesagten linearen Beziehung bei einem Wert

$$b \sin \varphi = 2{,}37\ 10^{-6} \qquad \text{für Hexan.}$$

Dieser Wert war für alle experimentellen Strom-Feldstärkekurven in Hexan gut brauchbar. Mit diesem Wert ergab sich

$$x = 2{,}2\ 10^{-9}\ E^2$$

Die so berechneten Werte waren bei den hier benutzten Feldstärken von der Größenordnung 10^{-3} bis 10^{-1}.

Mit diesen x-Werten lassen sich nun die Funktionswerte $f(x) = e^x \, i\,\pi/2 \, H_0^{(1)}(ix)$ berechnen. Man entnimmt dabei die Werte $\frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}$ für $x = 0{,}1$ bis $x = 16$ den Tabellen der Hankel'schen Zylinderfunktionen von Jahnke und Emde (32).

Für $x < 0{,}1$, also bei niedrigen Spannungen können die Tabellen nicht mehr benutzt werden, da $\frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}$ sich assymtotisch $+\infty$ nähert. Man entwickelt daher nach Jahnke und Emde (33) diese Funktion in die Form

$$\frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}(ix) = J_0(ix) \ln \frac{2}{\gamma x} + 4 \left\{ \frac{i^{-2} J_2(ix)}{2} + \dots \right\} \tag{19}$$

Für $x < 0{,}1$ kann der Klammerausdruck vernachlässigt werden, da eine Abweichung erst in der vierten Dezimalen auftritt und eine Berücksichtigung dieser Stelle die Meßgenauigkeit überschreiten würde.

Für $x < 0{,}1$ ist demnach bei genügender Näherung

$$\frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}(ix) = J_0(ix) \ln \frac{2}{\gamma x} \qquad J_0(ix) = 1 + \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^2}{1!^2} + \frac{\left(\frac{1}{2}x\right)^4}{2!^2} + \dots \tag{20}$$

γ ist die Eulersche Konstante 1,7811. Bricht man hinter dem quadratischen Gliede ab, und rechnet in dekadische Logarithmen um, so erhält man für $x < 0{,}1$ die Hankel'sche Funktion in der angenäherten Darstellung

$$\frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}(ix) = 2{,}303 \left\{ 1 + \left(\frac{x}{2} \right)^2 \right\} \log \frac{1{,}122}{x} \qquad x < 0{,}1 \tag{21}$$

also

$$F(x) = 2{,}303 \left\{ 1 + \left(\frac{x}{2} \right)^2 \right\} e^x \log \frac{1{,}122}{x} \tag{22}$$

Die Werte $f(x)$ für die x-Werte zwischen 10^{-3} bis 10^{-1} trägt man zweckmäßig graphisch in einem Koordinatensystem auf, dessen x-Achse logarithmisch unterteilt ist. Für ein gegebenes x kann man $f(x)$ also sofort ohne Verwendung von Tabellen aus dieser graphischen Darstellung ablesen.

Die so berechneten $f(x)$-Werte werden nun gegen die beobachteten Werte $1/i$ aufgetragen. Die Resultate für die gemessenen Strom-Feldstärkekurven der Figuren 5 und 6 sind in den Figuren 7 und 8 wiedergegeben. Man sieht, daß die Punkte besonders bei hohen Feldern wie erwartet auf einer Geraden liegen.

Es ist zu bemerken, daß für zu niedrige Spannungen auch Rekombination zwischen den Ionen verschiedener Kolonnen auftritt,

sodaß hier die Voraussetzungen der Theorie nicht mehr erfüllt sind und die nach oben aufgetragenen Punkte für diese Feldstärken die lineare Beziehung nicht erfüllen. Oberhalb 2 kV/cm ist jedoch die Theorie gut erfüllt, und es gilt die lineare Beziehung (14′).

Infolge dieser Linearität ist es nun möglich, auf unendliches Feld zu extrapolieren. Hier wird nach (14′) $i = J$, da bei unendlichem Feld $f(x) = 0$ wird. So liefert also der Schnittpunkt jeder Geraden mit der Koordinatenachse den Wert $1/J$ d. h. den reziproken Sättigungsstrom.

Die nach dieser Methode extrapolierten Strom-Feldstärkekurven ergaben folgende Sättigungsstromwerte:

Fig. 7: Kurve 1a $J = 1{,}20\ 10^{-11}$ Amp/cm³
Kurve 2a $J = 6{,}11\ 10^{-12}$ Amp/cm³

Fig. 8: Kurve 3a $J = 2{,}50\ 10^{-10}$ Amp/cm³
Kurve 4a $J = 2{,}03\ 10^{-10}$ Amp/cm³

Die extrapolierten Werte liegen zwischen den Grenzen:

Fig. 7: Kurve 1a 0,082 — 0,083 — 0,085
Kurve 2a 0,161 — 0,163 — 0,168

Fig. 8: Kurve 3a 0,398 — 0,400 — 0,402
Kurve 4a 0,485 — 0,490 — 0,492

Dabei ist zu bemerken, daß die Genauigkeit der Extrapolationswerte mit der Feldstärke zunimmt, da mit zunehmender Feldstärke die Voraussetzungen der benutzten Theorie exakter erfüllt werden. Daher beträgt die Variationsmöglichkeit der Kurven der Figur 7 etwa 5%, während die der Kurven der Figur 8 weniger als 1% beträgt. Diese Variationsmöglichkeit der extrapolierten Werte stellt die Ungeauigkeit des graphischen Extrapolationsverfahrens dar, die also mit der benutzten höchsten Feldstärke sehr rasch auf einen vernachlässigbaren Prozentsatz fällt. Keinen Einfluß auf die Extrapolationswerte besitzt der Parameter b, da er mit jeder geforderten Genauigkeit bestimmbar ist.

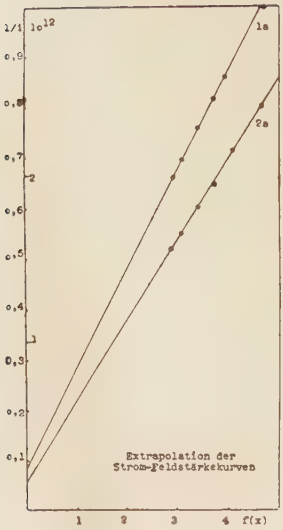


Fig. 7.

Sättigungsstromwerte:

Kurve 1a: $1/J = 0{,}083\ 10^{12}$ $\quad J = 1{,}20\ 10^{-11}$ Amp/cm³

Kurve 2a: $1/J = 0{,}163\ 10^{13}$ $\quad J = 6{,}11\ 10^{-12}$ Amp/cm³

Fig. 8.

Sättigungsstromwerte:

Kurve 3a: $1/J = 0{,}40\ 10^{10}$ $\quad J = 2{,}50\ 10^{-10}$ Amp/cm³

Kurve 4a: $1/J = 0{,}49\ 10^{10}$ $\quad J = 2{,}04\ 10^{-10}$ Amp/cm³

Tabelle I.

Strom-Feldstärkekurve 1.

E:	0,23	0,45	0,67	0,95	1,35	1,80	2,20	kV/cm
i:	4,60	5,70	6,80	7,60	8,50	9,30	10,0	10^{-13} Amp/cm³

E:	3,17	3,70	4,40	5,20	5,80	kV/cm
i:	11,7	12,2	13,2	14,3	15,1	10^{-13} Amp/cm³

Extrapolation der Kurve 1.

Es werden nur die Punkte oberhalb 1,8 kV/cm berechnet, da die Punkte bei kleinerem Feld nicht der Theorie genügen.

$x = 2{,}2\ 10^{-9}\ E^2$

x :	7,04 10^{-3}	1,06 10^{-2}	2,20	3,01	4,27	5,94	7,39
f (x):	5,40	4,70	3,95	3,70	3,40	3,12	2,93

Kurve 1a.

l/i :	1,11	1,00	0,86	0,82	0,76	0,70	0,66 10^{12}
f (x):	5,40	4,70	3,95	3,70	3,40	3,12	2,93

Sättigungsstromwert in Hexan: $J = 1{,}20\ 10^{-11}$ Amp/cm³

Der Sättigungsstromwert für Luft unter den gleichen Bedingungen gemessen betrug $J = 1{,}41\ 10^{-14}$ Amp/cm³.

Strom-Feldkurve 2.

E:	0,23	0,45	0,75	1,35	2,28	kV/cm
i:	1,00	1,40	2,00	2,60	4,10	10^{-13} Amp/cm³

E:	3,05	3,70	4,35	5,20	5,85	kV/cm
i:	4,50	5,10	5,46	6,00	6,30	10^{-13} Amp/cm³

Extrapolation der Kurve 2.

$x = 2{,}2\ 10^{-9}\ E^2$

Kurve 2a.

l/i :	0,24	0,22	0,196	0,183	0,166	0,158	10^{13}
f (x):	4,65	4,10	3,75	3,43	3,12	2,90	

Sättigungsstromwert in Hexan: $J = 6{,}11\ 10^{-12}$ Amp/cm³

Der unter den gleichen Bedingungen für Luft gemessene Sättigungsstromwert betrug $J = 7{,}05\ 10^{-15}$ Amp/cm³.

Tabelle II.

Strom-Feldstärkekurve 3.

E:	0,60	1,00	1,50	2,20	3,60	4,80	5,60	kV/cm
i :	0,27	0,33	0,36	0,41	0,47	0,52	0,55	10^{-10} Amp/cm³
E:	6,10	7,70	8,50	10,8	12,4	14,4	18,2	kV/cm
i :	0,57	0,63	0,69	0,76	0,81	0,88	1,00	10^{-10} Amp/cm³

Extrapolation der Kurve 3.

Es werden nur die Punkte oberhalb 1,8 kV/cm berechnet, da die Punkte bei kleinerem Feld nicht der Theorie genügen.

$x = 2{,}2\ 10^{-9}\ E^2$

x :	9,86 10^{-3}	2,84 10^{-2}	5,06	6,91	8,15
f (x):	4,77	3,80	3,26	2,98	2,83
x :	1,30 10^{-1}	1,59	2,57	3,38	4,56	7,33
f (x):	2,45	2,30	1,96	1,77	1,56	1,30

Kurve 3a.

l/i :	2,46	2,13	1,89	1,80	1,74	1,57	1,45	1,22	1,13	0,99
f (x):	4,77	3,80	3,26	2,98	2,83	2,45	2,30	1,96	1,77	1,56 10^{10}

Sättigungsstromwert in Hexan: $J = 2{,}50\ 10^{-10}$ Amp/cm³

Der unter den gleichen Bedingungen für Luft gemessene Sättigungsstromwert betrug $J = 2{,}53\ 10^{-13}$ Amp/cm³.

Strom-Feldstärkekurve 4.

E:	0,60	1,00	1,50	2,20	3,60	4,80	5,60	kV/cm
i :	0,20	0,25	0,29	0,34	0,38	0,43	0,44	10^{-10} Amp/cm³
E:	6,10	7,70	8,50	10,8	12,4	14,4	18,2	kV/cm
i :	0,46	0,51	0,53	0,60	0,65	0,70	0,79	10^{-10} Amp/cm³

Extrapolation der Kurve 4.

$x = 2{,}2\ 10^{-9}\ E^2$

Kurve 4a.

l/i :	2,97	2,61	2,39	2,25	2,16	1,95	1,86	1,65	1,53	1,41	1,26
f (x):	4,77	3,80	3,26	2,98	2,83	2,45	2,30	1,96	1,77	1,56	1,30

Sättigungsstromwert in Hexan: $J = 2{,}03\ 10^{-10}$ Amp/cm³

Der unter den gleichen Bedingungen für Luft gemessene Sättigungsstromwert betrug $J = 2{,}02\ 10^{-13}$ Amp/cm³.

Diese Sättigungswerte stellen nun ein Maß für die tatsächliche Ionenproduktion durch Röntgenstrahlen in Hexan dar und werden der Berechnung der Energieumsetzung im Vergleich zu Luft zu Grunde gelegt.

Abschließend sei noch kurz die Umkehrung des Potentials an der Kammer besprochen.

Fig. 6 Kurve 4 zeigt den Einfluß der Feldumkehr auf die aufgenommene Strom-Feldstärkekurve. Bei positiver Kammerspannung sind die gemessenen Ströme größer (gestrichelte Kurve) als bei negativer Kammerspannung (ausgezogene Kurve).

Fig. 8, Kurve 4a zeigt die gleiche Tatsache in der Darstellung l/i gegen f (x). Man sieht, daß, obgleich die Punkte auf verschiedenen geraden Linien liegen, sie doch zu dem gleichen Wert l/J extrapolieren. Diese letztere Tatsache zeigt wohl endgültig die Gültigkeit der Beziehung (14) und der daraus gewonnenen Darstellung l/i gegen f (x) und die Zulässigkeit, den wahren Sättigungsstrom durch Extrapolation zu bestimmen; denn man darf vernünftigerweise erwarten, daß die tatsächliche Zahl der gebildeten Ionen unabhängig vom Kammerpotential ist.

3. Energievergleich.

Die im vorhergehenden Abschnitt bestimmten Sättigungswerte ermöglichen nun die Untersuchung der Energieumsetzung in Hexan im Vergleich zu der in Luft.

Die Bestimmung der Sättigungsströme in Luft wurde mit Hilfe einer Luftwändekammer, die in Bezug auf Konstruktion und Dimensionen der verwandten Aluminium-Kammer entsprach, ausgeführt. Es wurde darauf geachtet, daß die gleichen Versuchsbedingungen vorlagen wie bei den Untersuchungen an Hexan. Die in Luft aufgenommenen Sättigungsströme betrugen:

1.) 0,34 AE d = 1 cm 4 mA : J = $1{,}41\ 10^{-14}$ Amp/cm^3
2.) 0,34 AE d = 1 cm 2 mA : J = $7{,}05\ 10^{-15}$ Amp/cm^3
3.) 0,39 AE d = 0,3 cm 5 mA : J = $2{,}53\ 10^{-13}$ Amp/cm^3
4.) 0,39 AE d = 0,3 cm 4 mA : J = $2{,}02\ 10^{-13}$ Amp/cm^3.

Die Ionisation in irgend einem Medium ist proportional der absorbierten Energie geteilt durch die Durchschnittsenergie, die zur Produktion eines Ionenpaares erforderlich ist, oder μ/ε, wenn μ der Schwächungskoeffizient und ε die Energie pro Ionenpaar ist. Diese absorbierte Energie muß dem Sättigungsstrom in diesem

Medium proportional sein. Der Energievergleich in Hexan und Luft ist also durch die Formel gegeben:

$$\frac{(\mu/\varepsilon)_{\text{Hexan}}}{(\mu/\varepsilon)_{\text{Luft}}} = \frac{J_{\text{Hexan}}}{J_{\text{Luft}}} \qquad \frac{\mu_H \cdot \varepsilon_L}{\varepsilon_H \mu_L} = \frac{J_H}{J_L} \tag{23}$$

wo μ_H, ε_H u. J_H die Werte für Hexan, μ_L, ε_L u. J_L die für Luft sind.

Für den Energievergleich ist also die Kenntnis des Schwächungskoeffizienten der benutzten Strahlung in Hexan nötig. Da keine exakten Schwächungsmessungen in Hexan bekannt sind, wurde der Wert von μ in Hexan für die jeweilige Strahlenqualität experimentell bestimmt. Es ergaben sich die Werte:

$\lambda_{\text{eff}} = 0{,}39$ AE $\quad \mu = 0{,}348$; $\quad \lambda_{\text{eff}} = 0{,}34$ AE $\quad \mu = 0{,}263$

Die entsprechenden Werte für Luft sind:

$\lambda_{\text{eff}} = 0{,}39$ AE $\quad \mu = 0{,}000426$; $\quad \lambda_{\text{eff}} = 0{,}34$ AE $\quad \mu = 0{,}000372$

Bei Zugrundelegung dieser Werte ergab sich für den prozentualen Energieverbrauch $\varepsilon_H/\varepsilon_L$ in Hexan im Vergleich zu Luft:

1. $\varepsilon_H/\varepsilon_L = 0{,}83$ $\quad$ 2. $\varepsilon_H/\varepsilon_L = 0{,}81$
3. $\varepsilon_H/\varepsilon_L = 0{,}79$ $\quad$ 4. $\varepsilon_H/\varepsilon_L = 0{,}82$

Es ergibt sich daraus, daß in Hexan zur Erzeugung eines Ionerpaares im Durchschnitt 81% der Energie in Luft pro Ionenpaar nötig ist. Legt man für Luft den Wert 33 V zu Grunde, so beträgt für die benutzte Röntgenstrahlung in Hexan der Energieverbrauch pro Ionenpaar 27 eV.

4. Elementarvorgang.

Im folgenden soll der Ionisationsvorgang, wie er sich in den Messungen und den berechneten Zahlenwerten widerspiegelt, kurz gestreift werden.

Der Ionisationsvorgang besteht, wie schon oben gesagt, in der Abspaltung eines energiereichen Elektrons, welches die Flüssigkeit durchquert und dabei eine dichte Ionenspur erzeugt.

Dieser idealisierte Ionisationsprozeß soll den folgenden Betrachtungen zu Grunde gelegt werden. Es bleiben also alle Sekundärprozesse bei der Ionisierung wie Anregung (Kernschwingung und Rotation), Dissoziation des Molekülions, sekundäre Ionen, mehrfach Ionen u. a. unberücksichtigt, da auf Grund des vorliegenden Zahlenmaterials nur ein qualitatives Bild des Elementarvorganges gegeben werden kann.

Auf Grund der Untersuchungen können über diesen Vorgang nun folgende Aussagen gemacht werden. Die abgespaltenen Sekundärelektronen werden entsprechend der eingestrahlten Strahlung der effektiven Wellenlänge 0,39 AE eine Durchschnittsenergie von 32000 Volt ($\lambda \cdot V = 12340$) abzüglich der Ablösungsarbeit haben.

Sie werden einen Weg von $3{,}2 \cdot 10^{-3}$ cm in der Flüssigkeit zurücklegen und auf diesem Wege 1200 Ionenpaare erzeugen. Das ergibt eine Durchschnittsdichte N von $5{,}4 \cdot 10^{-5}$ Ionenpaare pro cm Weglänge.

Aus der Theorie ergibt sich in Anpassung an die experimentellen Werte der Durchmesser einer Kolonne zu $b = 2{,}4 \cdot 10^{-6}$ cm. Der Abstand der Ionenpaare voneinander ergibt sich aus der oben ermittelten Durchschnittsdichte zu $l/N = 1{,}8 \cdot 10^{-6}$ cm.

Die physikalische Bedeutung von b ist folgende: Die Sekundärelektronen erzeugen positive Ionen und tertiäre Elektronen (δ-Strahlen) geringer Energie, welche durch Anlagerung an Moleküle negative Ionen bilden. Die Konstante b ist nun (von einem kleinem Faktor abgesehen) der Weg, den das Elektron bis zur Anlagerung zurücklegt. Dieser Weg ist charakteristisch für die betreffende Flüssigkeit. Die freie Weglänge eines Elektrons in einer Flüssigkeit ist von der Größenordnung 10^{-7} bis 10^{-8} cm. Dies steht in keinem Widerspruch mit dem Kolonnendurchmesser von 10^{-6} cm, da das Elektron vor seiner Anlagerung eine große Zahl elastischer Stöße ausführen kann.

Aus den Werten für die Dimensionen einer Kolonne ergibt sich der Wert $6 \cdot 10^{16}$ Ionenpaare pro ccm in einer Kolonne.

Es folge nun noch kurz eine Zusammenstellung der in dieser Arbeit für Hexan benutzten und berechneten Werte.

$\lambda_{eff} = 0{,}39$ AE (0,34 AE)	$u = 5{,}1\ 10^{-4}$ cm/sec/Volt/cm
$\mu_H = 0{,}348$ (0,263)	$D = 1{,}29\ 10^{-5}$ cm^2
$\mu_L = 0{,}000426$ (0,000372)	$a/e = 2{,}19$ ccm/Coulomb

$E_L = 33$ V

$b \sin \varphi = 2{,}37\ 10^{-6}$ $\quad N_0 = 5{,}4\ 10^5$ $\quad E_H = 28$ V

IV. Schluß.

Die vorstehenden Zahlenwerte für die Elementarvorgänge zeigen, welche Schlußfolgerungen aus den Konstanten der Strom-Feldstärkekurven gezogen werden können. Die Ergebnisse stützen die Annahme, daß die durch Absorption eines Quants in Flüssigkeiten erzeugte Ionenzahl ungefähr gleich der in Gasen ist. Ferner wird durch diese Ergebnisse die theoretische Vermutung gestützt, daß der Ionisationsstrom stark durch Kolonnenrekombination beeinflußt ist.

Herrn Professor Dr. L. Grebe bin ich für die Ermöglichung dieser Arbeit im Röntgen-Forschungsinstitut der Universität Bonn, sowie für sein stets förderndes Interesse an diesen Untersuchungen zu großem Dank verpflichtet.

Ebenso danke ich Herrn Professor Dr. W. Schmitz für die Stellung des Themas und Anregungen während der Ausführung dieser Arbeit.

Literatur.

I. Zusammenfassende Werke.

Trapesnikow, Vierteljahrschrft. d. naturforsch Ge., Zürich J 57 327 1912. Handb. d. Phys. **14** 1927 bes. S. 20).
Olga Bertoli, Nuovo Cimento **9** CXIII 1932.
A. Nikuradse, Das flüssige Dielektrikum, Springer 1934.

II. Abhandlungen.

1) **J. J. Thomson,** Nature **53** 391 1895.
2) **P. Curie,** Compt. rend. **134** 420 1902.
A. Righi, Phys. Zs. **6** 877 1905.
G. Jaffé, Journ. de phys. **5** 263 1906.
G. Jaffé, Ann. d. Phys. **25** 257 1908.
K. Greinacher, Phys. Zs. **10** 991 1909.
Bialobrzeski, Le Radium **8** 1 1911.
Van der Bijl, Ann. d. Phys. **39** 170 1912.
3) **W. Schmitz,** Habilitationsschrift Univ. Bonn.
4) **F. L. Mohler and L. S. Taylor,** Phys. Rev. **45** 762 1934.
5) **I. Adamaczewski,** Acta Phys. Pol. **3** 236 1934; Acta Phys. Pol. **4** 427 1936
6) **L. S. Taylor,** Phys. Rev. **49** 860 1936.
7) **C. Bialobrzeski,** J. Phys. Radium **7** 329 1936.
8) **Whithead and Marvin,** Trans. Amer. Inst. Elec. Engrs. **49** 649 193 .
9) **A. Trapesnikow,** Vierteljhrschrft. d. naturforsch. Ges., Zürich J 57 1912.
10) **Langevin,** Ann. de chim. et de phys. VII **28** 289 1903.
11) **W. H. Bragg** und **R. D. Kleemann,** Phil Mag. **11** 466 1906.
12) **F. E. Wheelock,** Amer. Journ. of Science **30** 233 1910.
13) **H. Ogden,** Phil. Mag. **26** 991 1913.
14) **G. Jaffé,** Ann. d. Phys. **42** 303 1913; Phys. Zs. **30** 849 1929; s. Handb. d. Phys. XIV 20 1927.
15) **K. Diebner,** An. d. Phys. **10** 947 1931.
16) **L. S. Taylor,** Radiology **27** 456 1936; Phys. Rev. **48** 970 1935.
17) **J. Clay** und **M. A. van Tijn,** Physica **2** 825 1935.
18) **H. Zanstra,** Physica **2** 817 1935.
19) **J. Clay,** Physica **2** 811 1935; Phys. Rev. **52** 143 1937.
20) **J. Clay** und **H. F. Jongen,** Physica **4** 245 1937.
21) **J. Clay** und **G. v. Kleef,** Physica **4** 651 1937.
22) **Stahel,** Strahlentherapie **31** 582 1929.

23) **A. Gyemant**, Zs. f. techn. Phys. **8** 491 1927; Zs. f. techn. Phys. **10** 328 1928.
24) **Compton, Bennett and Stearns**, Phys. Rev. **39** 873 1932.
25) **G. Jaffé**, Ann. d. Phys. **1** 977 1929.
26) **A. Trost**, Phys. Zs. **35** 725 1934.
27) **R. Möller**, Phys. Zs. **30** 20 1929.
28) **Riemann-Weber**, Part. Differentialgl. d. Phys. I 184 u. 191.
29) **E. Jahnke** und **F. Emde**, Funktionentafeln, Teubner 1909.
30) **H. Greinacher**, Ann. d. Phys. **33** 319 1910.
31) **Alper**, Zs. f. Phys. **76** 172 1932.
32) **Jahnke** und **Emde**, Funktionentafeln 1909: S. 135 x—0,1 bis 12; 1933: S. 286 x—0,1 bis 16.
33) **Jahnke** und **Emde**, Funktionentafeln 1909 S. 95.

Lebenslauf.

Geboren wurde ich, Hans Weller, am 9. Februar 1913 zu Königshoven als Sohn des Lehrers Karl Weller und seiner Ehefrau Gertrud geb. Huth.

Nach dem Besuch der Grundschule in Bad Godesberg und des Staatlichen - Beethoven - Gymnasiums in Bonn erhielt ich Ostern 1932 das Zeugnis der Reife.

Anschließend widmete ich mich an der Universität zu Bonn dem Studium der Physik, Mathematik und Chemie.

Im Wintersemester 1936/37 begann ich mit der vorliegenden Arbeit.

Tag der mündlichen Prüfung war der 22. Juni 1938.